

ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
«УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»
УКРАЇНСЬКО-УГОРСЬКИЙ НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ
КАФЕДРА ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНИХ ДИСЦИПЛІН

Папірник Марк Аттілович

**Популяризація квантової теорії при вивченні курсу
фізики в середній школі**

014.08 Середня освіта. Фізика

Науковий керівник:
Шпенник Олександр Оттович
кандидат фізико-математичних наук, доцент

Ужгород – 2022

Регістрація 1
(номер)

«14» червня 2022 р.


(підпис декана фак. кафедри)

Вереш С. С.
(прізвище, ініціали)

Дипломна робота допущена до захисту


Завідувач кафедри


(підпис)

В.І. Мікла
(ініціали, прізвище)

д.ф.-м.н., професор
(науковий ступінь, вчене звання)

«14» червня 2022 р.

Рецензент  Шорих З. З.
(підпис) (прізвище, ім'я, по батькові)

канд. фіз.-мат. наук; ст. наук. с.і.вр.
(науковий ступінь, вчене звання)

ІЕФ НАН України

ЗМІСТ

ВСТУП	3
РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ СИЛИ	5
1.1. Метод використання блокових діаграм та амплітуд розсіювання....	5
1.2. Моделі Редже.....	14
1.3. Спін.....	17
1.4. Траєкторії та резонанси на основі реджевської теорії.....	19
РОЗДІЛ 2. БАГАТОЧАСТКОВА СИСТЕМА	21
2.1. Реджевські розрізи та властивості дуальності.....	21
2.2 Багатовимірна система.....	24
2.2.1 Багатовимірна система.....	28
2.3. Властивості дуальності.....	30
2.4 Властивості інклюзивних процесів.....	35
РОЗДІЛ 3. СПЕКТР МАС ГЛЮБОЛІВ ТА ГІБРИДІВ	38
3.1 Глюболи та гібриди.....	38
3.2 Механізм утворення глюболів.....	39
3.3 Спектр мас глюболів та гібридів.....	40
3.4 Розв’язок квазірелятивістського рівняння.....	41
Висновки	42
Список використаної літератури	43

ВСТУП

З середини до другої половини 20 століття область фізики, що вивчала основну будову матерії, досягла справді дивовижних результатів. По-перше, це проявляється у відкритті безлічі нових елементарних частинок. Їх часто називають елементарними частинками, але не всі частинки є елементарними частинками. Так само багато хто з них складаються з найбільш основних частинок. Світ елементарних частинок, безперечно, різноманітний. До них відносяться протони і нейтрони, що становлять ядро, і електрони, що обертаються навколо ядра. Однак є деякі частинки, які насправді не з'являються в матерії, що нас оточує. Термін їхнього життя дуже короткий, всього мить. Після цього дуже короткого часу вони розпадаються на нормальні частки. Кількість таких нестабільних та нетривалих частинок вражає: відомі сотні. У 1960-х і 1970-х роках фізики були зовсім спантеличені великою кількістю, різноманітністю і аномаліями знову відкритих елементарних частинок. Здається їм немає кінця. Я не зовсім розумію, чому існує так багато часток. Чи є ці елементарні частинки шматком хаотичної, випадкової матерії? Чи тримають вони ключ до розуміння структури Всесвіту? Розвиток фізики в наступні десятиліття показало, що існування таких структур не викликає сумнівів. Наприкінці 20 століття. Фізика починає розуміти сенс кожної частки. У світі субатомних частинок існує глибокий та раціональний порядок. Цей порядок ґрунтується на основній фізичній взаємодії.

Метою викладання викладеного матеріалу в середній школі на рівні стандарту заключається у формуванні у здобувачів знання про закономірності функціонування живих систем, взаємодію та їх розвиток, взаємозв'язок із довкіллям; розуміння картини світу та розуміння цінності таких категорій, як життя, здоров'я, знання, природа, необхідності раціонального використання та постійного відновлення природних ресурсів, усвідомлення біосферної етики; знання оволодіння методологією пізнання живої природи, численними

способами пізнавальної діяльності, життєвими навичками, здатністю до самонавчання й саморозвитку в умовах всесвітньоглобальних змін і викликів; надзвичайно свідомого ставлення до природи як. Насамперед, універсальної та унікальної цінності; застосування знань з фізики та біології у повсякденному житті і в майбутній фаховій діяльності, оцінювання їх значення з огляду збалансованого розвитку людства з відповідним використанням здобутків науки та технологій.

Досягненням мети передбачається вирішення наступних завдань:

- оволодіння здобувачами термінологічним апаратом, освоєння предметних знань та усвідомлення суті фундаментальних принципів, ідей, основних закономірностей, що дають змогу порозуміти неперервність життя та його неподільний зв'язок з довкіллям;
- розуміння універсальності функціональних життєвих ознак, вимог та принципів підтримання життєдіяльності;
- встановлення міжпредметного, міжциклового та внутрішньоциклового зв'язків науки фізики з метою формування у здобувачів гуманістичних поглядів на природу, модерних уявлень про її розвиток і її цілісність;
- набуття досвіду пошуково-дослідницької та практичної діяльності, здатності до встановлення причинно-наслідкових зв'язків при умові застосовування набутих знань у процесі пізнання світу і уміння представляння отриманих результатів;
- використання набутих знань, навичок та умінь у повсякденному житті для оцінки впливу факторів довкілля, наслідків своєї діяльності для збереження власного здоров'я та безпеки інших людей;
- розвиток принципів особистої відповідальності за стан довкілля середина, створення ціннісно-вартісних орієнтацій на збереження природи, усвідомлення необхідності узгодження стратегій природи і людини виключно на основі ідеї універсальності природних зв'язків, подолання споживацького відношення до природи.

РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ СИЛИ

1.1. Метод використання блокових діаграм та амплітуд розсіювання

Основна фізична взаємодія:

У своєму повсякденному житті людина стикається з багатьма силами, які діють на тіло. Це сила вітру і води, що наближається, атмосферний тиск, потужний викид вибухонебезпечних хімічних речовин, сила м'язів людини, вага важких предметів, тиск світлового кванта, сили тяжіння і відштовхування електричних зарядів, сейсмічні хвилі, а іноді і катастрофічні. Виверження вулканів, що призводять до руйнування і загибелі цивілізації Деякі сили діють безпосередньо при контакті з тілом, тоді як інші, наприклад, гравітація, діють на відстані в просторі. Однак завдяки розвитку теоретичного природознавства було встановлено, що, незважаючи на таку велику різноманітність, всі сили, що діють у природі, можна звести до чотирьох фундаментальних взаємодій. Саме ці взаємодії зрештою призводять до всіх змін у світі, і вони є джерелом усіх змін в організмі та процесах. Вивчення природи фундаментальної взаємодії головне завдання сучасної фізики.

Сила тяжіння:

У історії фізики гравітація стала першим науковим об'єктом чотирьох фундаментальних взаємодій. Він виник після 17 століття. Ньютонівська теорія тяжіння, закон тяжіння, вперше зуміла усвідомити справжню роль гравітації як природної сили. Гравітація має багато параметрів, що відрізняють її від інших фундаментальних взаємодій. Найдивовижнішою особливістю гравітації є її низька інтенсивність. Завдяки силі зарядової взаємодії, величина гравітаційної взаємодії між компонентами атома водню становить $10n$. Де $n = -39$. (Якщо розмір атома водню визначається гравітацією, а не взаємодією між зарядами, то розмір нижчої (найближчої до ядра) орбіти електрона буде більшим, ніж спостерігається частина Всесвіту!) (Атом водню, якщо визначається гравітацією,

а не взаємодією зарядів, найнижча (найближча) до ядра) орбіта електрона буде більше, ніж спостерігається частина Всесвіту!). Гравітація настільки слабка, що здається дивним мати можливість її відчувати. Чому вона стає домінуючою силою у Всесвіті? Вся справа в її універсальності, друга дивовижна особливість гравітації. Ніщо у Всесвіті не схильне до впливу гравітації. Усі частки відчувають гравітацію і є джерелами гравітації. Оскільки кожна частка матерії має гравітацію, гравітація збільшується в міру формування маси матерії. Ми відчуваємо гравітацію в нашому повсякденному житті, оскільки кожен атом землі притягує нас. Гравітаційний ефект одного атома мізерний, але гравітаційний ефект всіх атомів дуже великий. Гравітація - це сила природи, що діє великі відстані. Це означає, що хоча сила гравітаційної взаємодії зменшується з відстанню, вона поширюється у просторі та впливає на об'єкти, що знаходяться дуже далеко від джерела. В астрономічному масштабі гравітаційні взаємодії часто відіграють важливу роль. Гравітація не дозволяє Всесвіту колапсувати через свою дальність: вона утримує планети на орбітах, зірки в галактиках, скупчення в скупченнях і скупчення в над галактиках. Гравітація, що діє між частинками завжди притягує. Він прагне наблизити частки один до одного. Відштовхування гравітації ніколи не спостерігалось (хоча в традиції квазінаукової міфології є ціле поле під назвою гравітація, що є пошуком «фактів» антигравітації). Енергія, запасена в частинці, завжди позитивна і надає їй позитивної маси, тому частки під дією сили тяжіння завжди прагнуть зблизитися один з одним.

Які прояви гравітації, поля та викривлення простору-часу – питання поки що не має однозначної відповіді. Як ми вже помітили, у фізиків різні точки зору та концепції з цього питання.

Електромагнетизм:

Електрика набагато сильніша за гравітацію. На відміну від слабкої гравітації можна легко спостерігати за електрикою, що діє між об'єктами нормального розміру. Електромагнетизм (полярне сяйво, блискавка і т. д.)

відомий давно. Довгий час електричні та магнітні процеси вивчаються незалежно один від одного. Як ви знаєте, вирішальний крок у пізнанні електромагнетизму було зроблено у середині 19 століття. Дж. К. Максвелл, який об'єднав електрику та магнетизм у єдину електромагнітну теорію – першу єдину теорію поля. Існування електронів було твердо встановлено у 1990-х роках. В даний час відомо, що заряд частинки речовини завжди кратний основній одиниці заряду (вид заряду «атом»). Чому так – дуже цікаве питання. Проте чи всі матеріальні частки є носіями заряду. Наприклад, фотони та нейтрино електрично нейтральні. Щодо цього електрика відрізняється від гравітації. Усі частинки матерії генерують гравітаційне поле, але заряджені частинки пов'язані з електромагнітним полем. Подібно до електричного заряду, однойменні полюси відштовхуються, а протилежні притягуються. Однак, на відміну від електричних зарядів, магнітні полюси відображаються не окремо, а у вигляді пари північного та південного. З давніх-давен люди намагалися отримати ізольовані магнітні полюси, або монополі, шляхом розщеплення магнітів. Але всі вони зазнали невдачі. Можливо, виключити існування ізольованих полюсів у природі? Нині немає чіткої відповіді це питання. Деякі теоретичні концепції враховують можливість монополій. Подібно до взаємодії електрики та гравітації, взаємодія магнітних полюсів підпорядковується закону зворотних квадратів. Отже, електрика і магнетизм «віддалені», та його ефекти може бути сприйняті далеко від джерела. Таким чином, магнітне поле Землі поширюється на космічний простір. Сильне магнітне поле Сонця заповнює всю Сонячну систему. І магнітне поле галактики. Електромагнітні взаємодії визначають будову атомів та відповідальні за більшість фізичних та хімічних явищ та процесів (за винятком ядер).

Слабка взаємодія:

Фізиці потрібен час, щоб виявити існування слабких взаємодій. Його продуктивність стикається з відкриттям радіоактивного розпаду та вивченням бета-розпаду, оскільки слабкі взаємодії відповідальні за розпад частинок. Бета-

розпад має дуже дивні характеристики. Це дослідження робить висновок, що цей колапс порушує один з основних законів фізики, закон збереження енергії. У цьому колапсі частина енергії ніби кудись губиться. У, щоб "врятувати" закон збереження енергії. Паулі припустив, що під час бета-розпаду разом із електроном вилітає інша частка. Вона нейтральна і має дуже високу проникаючу здатність, тому її не можна спостерігати. Е. Фермі назвав цю невидиму частинку "нейтрино". Але передбачення та виявлення нейтрино – це початок та формування проблеми. Природа нейтрино потребує пояснення, але залишається багато загадок. Насправді, і електрони, і нейтрино випускаються нестабільними ядрами. Однак відсутність таких частинок в ядрі незаперечно доведено. Як вони виробляються? Було висловлено припущення, що електрони та нейтрино не існують у «готових» ядрах, а якимось чином утворюються з енергії радіоактивних ядер. Подальші дослідження показали, що нейтрони, з яких складається ядро, за кілька хвилин розпадаються на протони, електрони та нейтрино. Не одна частка, а три нові частки. Аналіз дійшов висновку, що відомі сили не спричинили цей колапс. Мабуть, його було створено іншою невідомою силою. Дослідження показують, що це сила реагує деякі слабкі взаємодії. Набагато слабше, ніж електромагнетизм, але сильніше гравітації. Відстань, яку він проходить, дуже мала. Радіус слабкої взаємодії дуже малий. Слабкі взаємодії припиняються на відстані більше 10^{-16} м від джерела, тому вони не впливають на макроскопічні об'єкти, а обмежені однією субатомною частинкою. Пізніше було виявлено, що у слабкому взаємодії беруть участь найбільш нестійкі елементарні частки. Теорія слабких взаємодій була заснована С. Вайнбергом та А. Саламом наприкінці 1960-х років. Створення теорії електромагнітного поля стало найбільшим кроком шляху до єдиної фізики з часів теорії Максвелла.

Сильна взаємодія:

Останнім із низки фундаментальних взаємодій є сильна взаємодія, що є величезним джерелом енергії. Найхарактерніший приклад потужного викиду енергії – наше Сонце. У глибині Сонця та зірок із певного періоду часу

відбувалися термоядерні реакції за рахунок сильних взаємодій. Але люди також навчилися створювати сильні взаємодії. Створено водневі бомби, розроблено та вдосконалено методи управління термоядерними реакціями. Фізики дійшли ідеї сильних взаємодій у процесі вивчення будови ядерної фізики. Для запобігання розсіюванню протонів під дією електростатичного відштовхування необхідна сила, що утримує протони в ядрі. Гравітація надто слабка. Очевидно, він вимагає якихось нових взаємодій і є потужнішим, ніж електромагнетизм. Це було знайдено пізніше. Видно, що величина сильної взаємодії значно більша за всі інші фундаментальні взаємодії, але не відчувається поза ядром. Ви можете побачити, що радіус дії дуже малий. На відстані більше 10 нм ($n = -13$) від протонів або нейтронів сильна взаємодія різко падає. Крім того, ми бачимо, що не всі частинки відчувають сильні взаємодії. Протони і нейтрони це відчувають, але електрони, нейтрино і фотони не торкнулися ним. Тільки сильні частки беруть участь у сильних взаємодіях. Важко було створити теоретичне пояснення показників сильних взаємодій. Кваркова модель була запропонована на початку 1960-х років і цей прорив був намічений. У цій теорії нейтрони і протони розглядаються як складна система кварків, а не як елементарні частинки, тому відмінність між далекодіючими і короткодіючими силами проявляється у фундаментальній фізичній взаємодії. З одного боку, він взаємодіє з нескінченним набором впливів (гравітація, електромагнетизм), з другого — з діями малого радіусу (сильними і слабкими). Світ фізичних елементів у цілому розгортається при збігу цих двох полярностей і є втіленням мінімального та максимального збігу - ближньої дії у мікросвіті та далекої дії у всьому Всесвіті.

Блокові діаграми та амплітуди розсіювання:

Підсумовування за різними типами частинок та його спіральності ст. без особливої необхідності ускладнює позначення цього рівняння. До кінця цього розділу ми матимемо справу тільки з імпульсними та просторовими властивостями S-матриці, так що ми опустимо індекси 7 і λ і запишемо рівняння так, ніби існує лише один тип частки з нульовим спином. Тоді p -частковий стан

може бути записаний просто як $|p_1, n\rangle$. Кожне інтегрування за імпульсом має, таким чином, розглядатися разом з підсумовуванням по всіх різних типах частинок, які можуть давати вклад, з урахуванням обмежень, що накладаються збереженням квантових чисел, і з підсумовуванням за всіма можливими $2s_i+1$ значенням спін-римальності частинки зі спіном s_i :

$$\langle p'_1 \dots p'_{n'} | S | p_1 \dots p_n \rangle \equiv \begin{array}{c} \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \quad \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \\ \text{S} \\ \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \quad \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \end{array}$$

Позначимо кожен елемент S-матриці, що представляє той процес розсіювання блоком з лініями, відповідними вхідним і вихідним частинкам, а саме:

$$\langle p'_1 \dots p'_{n'} | S^+ | p_1 \dots p_n \rangle \equiv \begin{array}{c} \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \quad \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \\ \text{S}^+ \\ \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \quad \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \end{array}$$

Проміжні стани, що з'являються за умови унітарності (1.2.16), позначимо так:

$$\prod_{i=1}^m \int (2\pi)^{-3} \frac{d^3 q_i}{2q_{0i}} \equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array}$$

Риси на кінцях означають, що такі лінії повинні бути прикріплені до блоків. Скалярне твір векторів станів записується у вигляді

$$\langle p'_1 \dots p'_{n'} | p_1 \dots p_n \rangle = \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \times \delta_{n'n}$$

Відомо, що внаслідок лоренц-інваріантності (постулат III) в процесі розсіювання зберігається енергія і імпульс і, слідчий-але, елемент S-матриці звертається в нуль скрізь, за винятком випадку:

$$\sum_{i=1}^n p_{\mu_i} = \sum_{i=1}^{n'} p'_{\mu_i}, \quad \mu = 0, 1, 2, 3.$$

Це означає, наприклад, що у суму дають вклад тільки проміжувочні відстані $\left(\sum_{i=1}^m m_i\right)^2 \leq \left(\sum_{i=1}^n p_i\right)^2$. Рівність тут виконується коли енергія процесу $|p_1 \dots p_n\rangle \rightarrow |q_1 \dots q_m\rangle$ дорівнює пороговий. Отже, припустимо, що дано (а це і є той випадок, який здійснюється насправді) двочастинний

початковий стан, і допустимо для простоти, що всі адрони мають одну й ту саму масу. (Це, зрозуміло, має означати, що вони стабільні, оскільки немає станів із меншою масою, куди вони могли б розпасться.) Тоді при $(2m)^2 \leq (p_1 + p_2)^2 \leq (3m)^2$, тобто. ві двочасткового порогу, але нижче за поріг утворення трьох частинок, за умови унітарності можуть давати внесок лише двочасткові проміжні та кінцеві стани. Умова унітарності набуває вигляду:

$$\int \prod_{i=1,2}^2 (2\pi)^{-3} \frac{d^3 q_i}{2q_{0i}} \langle p'_1 p'_2 | S | q_1 q_2 \rangle \langle q_1 q_2 | S^\dagger | p_1 p_2 \rangle = \langle p'_1 p'_2 | p_1 p_2 \rangle,$$

що за наведеними вище правилами може бути переписано як

$$(3m)^2 \leq \left(\sum_i p_i \right)^2 \leq (4m)^2,$$

Однак, коли енергія початкового стану зростає так, що у початковому стані виявляються можливими (в принципі) дво- та тричасткові стану і ті ж стани можливі (і це здійснюється на досвіді) у проміжному та кінцевому станах; при цьому дає ряд умов унітарності :

$$\begin{aligned} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} &+ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} = \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} ; \\ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} &+ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} = 0 ; \\ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} &+ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} = 0 ; \\ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} &+ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} = \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} . \end{aligned}$$

Узагальнення більш високі енергії, коли може давати внесок ще більше частинок, очевидно. Подальше перетворення цих рівнянь виявляється можливим завдяки кінцевому радіусу сильних взаємодій.. Наприклад, елемент S-матриці з двома частинками в початковому і кінцевому станах може бути розкладений наступним чином :

$$\begin{aligned} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} &= \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} = \\ &= \langle p'_1, p'_2 | p_1, p_2 \rangle + \langle p'_1, p'_2 | S_0 | p_1, p_2 \rangle \end{aligned}$$

Перший член тут суттєвий, коли дві частини ніколи не підходять досить близько, щоб провзаємодіяти, а другий, так звана зв'язкова частина, є взаємодією двох частинок. (Знак $-+$ використаний для позначень пов'язаної частини S-матриці з причин, які будуть з'ясовані далі). Ці члени сильно відрізняються один від одного, тому що в першому члені кожна частка в кінцевому стані має ту ж енергію та імпульс, які вона мала в початковому стані, у той час як у другому члені тільки повна енергія та повний імпульс двох частинок має зберігатися.

Підставляючи σ -функції і виділяючи закон збереження 4-імпульсу з $\text{---} \oplus \text{---}$ у явному вигляді, отримуємо:

$$\text{---} \textcircled{S} \text{---} = (2\pi)^6 4p_{01} p_{02} \delta^3(p'_1 - p_1) \delta^3(p'_2 - p_2) + i(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2) \langle p'_1 p'_2 | A | p_1 p_2 \rangle$$

Множник $(2\pi)^4$ включений, щоб отримати потрібну A-матрицю або <амплітуди

розсіювання>, позначеної $\text{---} \oplus \text{---}$

З іншого боку, елемент S-матриці $2 \rightarrow 3$ існує лише тоді коли дві частинки дійсно розсіюються, так що

$$\text{---} \textcircled{S} \text{---} = \begin{matrix} 1 \\ \rightarrow \end{matrix} \text{---} \oplus \text{---} \begin{matrix} \rightarrow \\ 2' \\ \rightarrow \\ 3' \end{matrix} = i(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2 - p'_3) \times \langle p'_1 p'_2 p'_3 | A^+ | p_1 p_2 \rangle$$

Якщо існує більше зовнішніх ліній, то може бути більше незв'язних частин, наприклад де

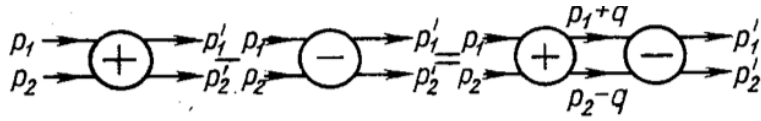
$$\text{---} \oplus \text{---} + \text{---} \oplus \text{---} + \text{---} \oplus \text{---} + \text{---} \oplus \text{---} + \text{---} \oplus \text{---} = \text{---} \textcircled{S} \text{---}$$

Тут знову знак мінус має умовний сенс.

Ця властивість незв'язності дозволяє провести подальше спрощення умов унітарності. Так, після підстановки (1.3.9) та (1.3.13) рівність (1.3.7) набуває вигляду

$$\left(\text{---} + \text{---} \oplus \text{---} \right) \times \left(\text{---} - \text{---} \ominus \text{---} \right) = \text{---},$$

що після перемноження та скорочення однакових членів дає дві часткові умови унітарності.



Аналогічно вище тричасткового порога перше рівняння дає

$$\text{---} \oplus \text{---} - \text{---} \ominus \text{---} = \text{---} \oplus \text{---} \ominus \text{---} + \text{---} \oplus \text{---} \ominus \text{---}$$

Зрозуміло, у таких рівняннях д-функції збереження повної енергії та імпульсу однакові в кожному члені і можуть бути скорочені разом з різними множниками типу i , 2π тощо (наші позначення були обрані з метою допомогти цьому), в результаті ми приходимо до наступного спрощеного набору правил для діаграм

:

1) Для кожного зв'язкового блоку

$$\begin{array}{c} 1 \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ n \end{array} \oplus \begin{array}{c} 1' \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ n' \end{array} = (-1) A^\pm(p_1 \dots p_n; p'_1 \dots p'_{n'})$$

2) Для кожної внутрішньої лінії

$$\frac{q}{\sqrt{-1}} = -2\pi i \delta(q^2 - m^2);$$

3) Для кожної замкненої петлі

$$= \frac{i}{(2\pi)^4} \int d^4 q,$$

де q - 4-імпульс інтегрування з урахуванням збереження імпульсу в кожній вершині. Так, наприклад, вираз набуває вигляду

$$\begin{aligned} A^+(p_1, p_2, p'_1, p'_2) - A^-(p_1, p_2, p'_1, p'_2) &= \frac{-i}{(2\pi)^4} \int d^4 q (-2\pi i)^2 \times \\ &\times \delta((p_1 + q)^2 - m^2) \delta((p_2 - q)^2 - m^2) A^+(p_1, p_2, p_1 + q, p_2 - q) \times \\ &\times A^-(p_1 + q, p_2 - q, p'_1, p'_2). \end{aligned} \quad (1.3.21)$$

Як видно, ці умови унітарності сильно обмежують вид амплітуди розсіювання.

1.2. Моделі Реджі

Було показано, як за допомогою парціальних амплітуд, аналітично продовжених у площину кутового моменту, повна амплітуда розсіювання представляється у вигляді суми вкладів полюсів і точок розгалуження, що лежать у комплексній площині l . У потенціальному розсіянні та деяких спрощених моделях сильних взаємодій у комплексній площині l не виникають точки розгалуження, і тому надалі, аж до гол. 8, ми не будемо їх розглядати.

Ми вже знаємо, що полюси Редже відповідають пов'язаним станам або резонансам, і цей розділ буде присвячений тому, що ми слідкуватимемо за тим, як полюси Редже виникають в амплітудах нерелятивістського потенційного розсіювання, у фейнманівських діаграмах теорії обурень, поля A , у різних динамічних моделях сильних взаємодій. Хоча цілком зрозуміло, що жодні приклади не можуть довести те, що полюси Редже справді виникають у динаміці адронних взаємодій, ці приклади переконують нас у правдоподібності цього припущення. Крім того, вони містять деякі вказівки на те, які властивості мали б реджевські траєкторії, якби їх існування було суворо доведено. Ми починаємо цей розділ з найбільш загальних результатів, які справедливі завжди і не залежать від конкретних розглянутих моделей, тобто не є властивостями цих моделей.

Властивості траєкторій Редже:

Властивості аналітичності та унітарності парціальних амплітуд мають на увазі існування деяких загальних властивостей траєкторій Редже.

Наприклад, виникнення полюса $l = \alpha(t)$ має на увазі, що

$$B_l(t) = \int_{s_T}^{s_1} + \int_{s_1}^{\infty} [(16\pi^2)^{-1} Q_l(z_t) D_s(s, t) (q_{t13} q_{t24}) dz_t] \equiv E_l(t) + F_l(t). \quad (3.2.2)$$

Ця властивість може бути неявно використана при визначенні функції $x(4)$ і, отже, говорить про аналітичність функції (7). Однак значно корисніше почати з того, що написати, виходячи з

$$F_l(t) \sim \int_{s_1}^{\infty} s^{-l-1+\alpha(t)} ds = - \frac{\exp [(\alpha(t)-1) \ln s_1]}{\alpha(t)-l}.$$

Щоб визначити функції $E(1)$ і $F(t)$, область інтегрування була розділена деякою точкою S , на дві області. Потім якщо

$$(F_l(t))^{-1} \rightarrow 0, \text{ когдa } l \rightarrow \alpha(t).$$

З визначення цілком очевидно, що функція $F(t)$ має такі самі сингулярності, як і амплітуда $B(t)$, т. е. той самий правий динамічний розріз, що починається від порога, що виникає внаслідок сингулярностей S -каналу, але сама точка розгалуження зсунута трохи далі вліво в площині t , оскільки її положення тепер визначається величиною S_1 , а не S_T . Оскільки кінематичні порогові фактори, що призводять до сингулярності на порозі, усунуті з $B(t)$, то природно, вони відсутні в F .

Теорема про неявні функції говорить про те, що якщо $[F(t)^{-1}]$ регулярна функція в околиці деякої точки якщо

$$\partial [F_l(t_p)]^{-1} / \partial l |_{l=\alpha(t_p)} \neq 0,$$

то функція $A(p)$ також є регулярною функцією в околиці точки $4p$. Це можна дуже добре продемонструвати, якщо розкласти функцію $[F(t)^{-1}]$ до ряду Тейлора біля точки

$$(F_l(t))^{-1} = a_1(l - \alpha(t_p)) + a_2(l - \alpha(t_p))^2 + \dots + b_1(t - t_p) + \dots + b_2(t - t_p)^2 + \dots + c_2(t - t_p)(l - \alpha(t_p)) + \dots \quad (3.2.6)$$

Потім, поклавши $[F(t)^{-1}]$, отримаємо розкладання

$$\alpha(t) = \alpha(t_p) - (b_1/a_1)(t - t_p) + \dots,$$

яке є рядом Тейлора для функції α (4), і тому функція з (7) повинна бути регулярною в околиці точки t_p . Однак у разі, якщо умова (3.2.5) не виконується, тобто якщо $a_i = 0$, то

$$\alpha(t) = \alpha(t_p) \pm (-b_1/a_2)^{1/2} (t - t_p)^{1/2} + \dots$$

і є дві траєкторії, які перетинаються у точці $t_p = 4$. Кожна з них містить точку розгалуження кореневого типу, причому їх уявні частини при $t < t_p$ мають протилежні знаки і рівні за величиною - це необхідно для збереження аналітичності функції. Звичайно, в тому випадку, якщо в цій точці звертається в нуль, точки розгалуження не буде. Таким чином, можна зробити висновок, що функція з аналітична тоді, коли аналітична функція. Звичайно, це справедливо у випадку, коли дві або більше траєкторії не перетинаються, бо інакше функція кожної траєкторії може мати (а може і не мати) точку розгалуження. Отже, якщо тільки траєкторії не перетинаються, можна очікувати, що функція має ті самі сингулярності. Зазначимо, що положення лівого розрізу у функції досить довільне, оскільки воно залежить від S_1 . Ми можемо зробити за своїм бажанням S , як завгодно великим і все одно будемо отримувати полюс, тому що він пов'язаний з розбіжністю на верхній межі інтеграла і цілком очевидно, що функція з не може містити лівого розрізу. Отже, якщо дві траєкторії не зіштовхуються, функція має тільки динамічний правий розріз. Фактично такі зіткнення траєкторій повинні виникати при для ферміонних траєкторій, щоб задовольняти узагальненому ної симетрії (Мак-Дауелла). Крім того, вони з'являються в різних обчисленнях, що проводяться в потенційних завданнях розсіяння, але це явище виникає лише, коли $\text{Re} < 1/2$. Зараз немає жодних прямих вказівок на те, що в адронній фізиці виникають комплексні траєкторії, і тому зазвичай припускають вважається, що функції траєкторій є дійсними функціями при $t < t_r$.

1.3. Спін

Обговорюючи теорію S-матриці в гол. 1 та розвиваючи реджевську теорію у гол. 2, ми для простоти нехтували цією можливістю, що зовнішні частинки, що входять у цей процес і що утворюються в результаті, можуть мати спін. Тільки внутрішнім реджеонам дозволялося мати відмінний від нуля кутовий момент. Оскільки більшість : експериментів з розсіювання адронів використовує нуклони зі спином $1/2$ як мішені, а пучок часток, що налітають, може мати спин K), $1/2$ (p, n, \bar{p}, Λ и т. д.) и 1 (γ) і оскільки частинки, утворені в кінцевому стані, можуть мати будь-який цілий або напівцілий спін, слід виправити цей недолік, перш ніж мати справу з передбаченнями реджевської теорії для світу реальних частинок. При цьому слід мати на увазі три важливі обставини. По-перше, в експерименті можуть брати участь початкові частки, орієнтація спіна яких задана (поляризаційні експерименти). Або експеримент може включати визначення спіна деяких частинок в кінцевому стані за допомогою наступного розсіювання або спостереження їх розпаду. Таким чином, існують такі експериментально спостерігаються величини (на додаток до $d/d\Omega$), які показують, як ймовірність розсіювання залежить від напрямків спінів частинок. По-друге, залежність процесу розсіювання від векторів спіна означає, що властивості лоренц-інваріантності та кросингу для амплітуди розсіювання будуть у загальному випадку складнішими, ніж для випадку безспінових частинок. Третя і найважливіша обставина для реджевської теорії - те, що повний кутовий момент даного стану J не буде більше лише орбітальним кутовим

моментом, а буде векторною сумою $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2$ і спінів частинок так що, наприклад, для початкового стану і при виконанні правильного аналітичного продовження необхідна особлива акуратність. При обговоренні проблем спіна найчастіше використовують метод інваріантних амплітуд у системі центру мас. Щоб отримати інваріантні амплітуди, кожна частинка зі спіном представляється хвильовою функцією, причому спін квантований вздовж обраної. Для частинок зі спіном 1/2 ці хвильові функції є просто звичайними чотирикомпонентний Діраківськими спинорами, у той час яку той час, як для спіна 1 ми використовуємо вектори поляризації, а для більш високого спіна хвильові функції можуть бути побудовані як добуток хвильових функцій зі спіном 1/2 та 1 за допомогою відповідних коефіцієнтів Клебша-Гордана. Для процесу розсіювання амплітуда розсіювання між цими спіновими станами може бути записана у вигляді

$A_{fi} = \chi_f M_{fi} \chi_i$, де χ - спінові хвильові функції частинок у початковому та кінцевому стані ($\chi_i = \psi_1 \otimes \psi_2$, $\chi_f = \psi_3 \otimes \psi_4$) а функції M становить собою матриці. Внаслідок лоренц-інваріантності вони можуть бути подані сумою

$$M = A(s, t) + B(s, t) \frac{1}{2} (p_1 + p_3)_\mu \gamma^\mu,$$

де A - скалярні функції інваріантів; B - різні незалежні лоренц-інваріантні матриці, які можуть бути побудовані з операторів спіна (матриць Дірака, векторів поляризації тощо) та векторів імпульсів частиною. Так, наприклад, доведено, що у разі розсіювання псевдоскалярних мезонів на баріонах спин має лише два незалежні члени (це виникає внаслідок ТСР-інваріантності та алгебри матриць Дірака) і в позначеннях роботи можна записати

$$M = A(s, t) + B(s, t) \frac{1}{2} (p_1 + p_3)_\mu \gamma^\mu,$$

де p_1 і p_3 - 4-імпульси півонів у початковому та кінцевому станах

відповідно; γ - матриці Дірака; A, B - шукані інваріантні амплітуди процесу.

Майно цього методу полягає в тому, що у разі підходящого вибору A, B інваріантні амплітуди, вільні від кінематичних сингулярностей, так що є тільки динамічні

особливості, що породжуються умовами унітарності. До того ж інваріантні амплітуди можуть бути просто переписані з одного каналу в інший ($s \rightarrow (i \text{ т. д.})$), так як повороти спина і тому подібні складнощі, що відбуваються при переході з одного каналу в інший, описуються функціями Y_a .

1.4. Траєкторії та резонанси на основі реджевської теорії

Таким чином, ці інваріантні амплітуди повністю аналогічні амплітудам для безспінових частинок. Нестача цього методу — те, що для високих спинів визначення повного набору незалежних величин, задовольняючи ТСР-інваріантності та не мають довільних нулів (які могли б компенсувати кінематичні полюси в амплітудах A_s), досить важко і умови унітарності ускладнюються через появу спинорів у проміжних станах, що робить необхідним обчислення шпуру творів матриць. Ускладнюється також зв'язок інваріантних амплітуд спостерігаються на досвіді величинами i , що, можливо, найбільш важливо для нас, розкладання цих амплітуд по амплітудах із заданим кутовим моментом не є тривіальним (див. обговорення підступної реалізації в роботах. З усіх цих міркувань спіральне уявлення Жакоба та Віка є популярнішим. Як було описано спіральний стан частинки з 4-імпульсом p і спіном позначається, де спіральністю є проєкція спина на напрямок руху частинки [из (1.2.4) $\lambda = \hat{\sigma} \mathbf{p} / |\mathbf{p}|$] може набувати 1 та 2 можливих значень. Такі стани утворюють непроведене уявлення групи Лоренца та інваріантні по відношенню до обертань. Стан, що відповідає двом невзаємодіючим частинкам, описується прямим твором

$$|p_1, \sigma_1, \lambda_1\rangle \otimes |p_2, \sigma_2, \lambda_2\rangle = |p_1, \sigma_1, \lambda_1; p_2, \sigma_2, \lambda_2\rangle.$$

Ми знаходимося в системі центру мас, де $p_1 = -p_2$ и $s = (p_1 + p_2)^2$ є квадрат повної енергії. З метою уникнути можливої плутанини позначатимемо спіральності в цій амплітуді буквою p (позначення A буде використано надалі

для спіральностей у системі центру мас-каналу). Таким чином, амплітуда розсіювання в системі центру мас s-каналу для процесу $1+2 \rightarrow 3+4$ може бути записана у вигляді

$$\langle p_3, \sigma_3, \mu_3; p_4, \sigma_4, \mu_4 | A | p_1, \sigma_1, \mu_1; p_2, \sigma_2, \mu_2 \rangle = \\ = \langle \mu_3, \mu_4 | A(s, t) | \mu_1, \mu_2 \rangle = A_{H_s}(s, t),$$

де залежність від p виражена в термінах інварантів, що є внутрішніми квантовими числами.

Для стислості ми використовували позначення

$$H_s = \{\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4\}$$

для спіральностей частинок у системі центру мас s-каналу Ці амплітуди лоренц-інваріантні, за винятком операції звернення спрямування імпульсів Перевага цих амплітуд у тому, що вони можуть бути одразу застосовані до частинок з будь-яким спіном, умови унітарності для них мають досить простий вигляд, що зводиться лише до підсумовування за спіральностями проміжного стану, як ми побачимо далі, ці амплітуди безпосередньо пов'язані зі спостережуваними величинами. Відносно нескладним є також їх розкладання по станах з даним кутовим моментом. Це пов'язано з тим, що для двочасткового стану орбітальний кутовий момент перпендикулярний до напрямку відносного руху частинок. Отже, в системі центру мас проекція повного кутового моменту на напрямок руху є просто задана різниця спіральностей. Так, для початкового стану $J, -p_1 - i_2$ (знак мінус виникає через те, що частка 2 рухається в напрямі $-H_{pp-2}$). Недолік цих спіральних амплітуд полягає в тому, що вони не вільні від кінематичних сингулярностей, тому ми повинні навчитися видобувати необхідні кінематичні множники, перш ніж можемо записати дисперсійні співвідношення, що містять, подібно інтегрування за всіма динамічними особливостями. Нетривіальними є також і властивості кросингу, тому що через те, що напрямки руху частинок в системах центрів мас s- і (каналів різні, дана S-канальна спіральна амплітуда переходить у суму Γ -канальних спіральних амплітуд, і навпаки. Однак обидві ці проблеми вирішені для випадку довільних спинів, тому зараз спіральні

амплітуди широко використовуються при розгляді проблем спіна, і в цій книзі ми всюди будемо ними користуватися. Щоправда, інваріантні амплітуди були запропоновані раніше і досить часто використовуються для опису розсіювання псевдоскалярних мезонів на баріонах та процесів фотонародження. У наступному розділі ми коротко обговоримо співвідношення між спіральними амплітудами і величинами, що спостерігаються, і потім перейдемо до розгляду їх кросингових властивостей. Ми повторимо процедури розкладання по парціальних хвиль і аналітичного продовження за кутовим моментом, яким ми показуючи додаткові ускладнення, які привносять спин у реджівську теорію. Завершимо главу оглядом умов, які накладаються унітарністю на реджевські особливості.

РОЗДІЛ 2. БАГАТОЧАСТКОВА СИСТЕМА

2.1. Реджевські розрізи та властивості дуальності

Квантова теорія інформації є однією з найгарячіших тем у фізиці через її теоретичний та феноменологічний інтерес. Одним із основних інструментів, необхідних для аналізу відкритих проблем у цій захопливій галузі, є поняття ентропії, яке, до речі, відіграє ключову роль у всіх теоретичних, а також експериментальних галузях. Стандартною точкою зору, здатною описати величезну кількість спостережень, є стандартна ентропія BGNS 1, яка є

$$S(\{p_i\}) = - \sum_i p_i \ln p_i$$

де $\{p_i\}$ – розподіл ймовірності

$$\{p_i\} \quad i = 1, \dots, N \mid \quad p_i \geq 0 \quad \forall i, \\ \sum_i p_i = 1.$$

З наведеного вище визначення рівноважна термодинаміка (як класична, так і квантова) впливає, як завжди, за допомогою добре відомих процедур мінімізації з обмеженнями. З іншого боку, зростає кількість даних, що вказують на те, що за

певних обставин (таких як багаточасткові адронні системи, процеси дробової дифузії, мультифрактальні системи, теорія кодування та криптографія, хаотичні динамічні системи, співвідношення невизначеності квантової інформації тощо; оновлений) список посилань див. [більш відповідним є інше визначення ентропії. У наведених вище випадках підходить не екстенсивна ентропія Реньї. Враховуючи розподіл ймовірностей, як у рівняннях (1) та (2), ентропія Реньї S_R^b для індексу b визначається як

$$S_R^b(\{p_i\}) = \log_2 \left[\left(\sum_i p_i^b \right)^{\frac{1}{1-b}} \right].$$

Вона зводиться до ентропії BGNS, коли $b \rightarrow 1$.

Крім ентропії Реньї, не екстенсивна ентропія Цалліса здатна описувати багато явищ (наприклад, системи з дальніми взаємодіями), у яких стандартна екстенсивна ентропія здається неспроможною. З цих причин було б важливо пролити більше світла на концептуальні відносини між цими різними поняттями ентропії. Зокрема, буде показано, що той факт, що ентропія Рені (як і ентропія Цалліса) наближається до стандартної, коли відповідний параметр переходить до 1, зовсім не є кінцем історії. Одна з основних проблем, що торкаються цих двох понять ентропії, полягає в наступному: навіть якщо багато явищ дуже добре описуються не екстенсивними ентропіями, індекс не екстенсивності змінюється від явища до явища. Незрозуміла фізична інформація, прихована в індексі не екстенсивності, і, отже, незрозумілий механізм, що призводить до такої "не універсальності". Основне завдання цієї статті – запропонувати інтерпретацію індексу не екстенсивності, здатну пролити світло на ці питання. Дійсно, існує дуже багата аналітична структура, що пов'язує ці різні ентропії, яка може дати багатьом явищам нове розуміння (наприклад, значення параметра b , що є в ентропії Реньї, котрого нині доступна лише феноменологічна інтерпретація як параметра, що вимірює не екстенсивність). Досить дивно, що математичною основою, яка лежить в основі всіх цих ентропій, є теорія розсіювання Реджа у

застосуванні до деревоподібних діаграм у теорії струн. Для початку згадаємо вираз амплітуди Венеціано A_V

$$A_V(t, s, u) = c_1 [B(-\alpha_0(s), -\alpha_0(t)) + B(-\alpha_0(s), -\alpha_0(u)) + B(-\alpha_0(t), -\alpha_0(u))] \\ B(-\alpha_0(x), -\alpha_0(y)) = \frac{\Gamma(-\alpha'x - 1)\Gamma(-\alpha'y - 1)}{\Gamma(-\alpha'x - \alpha'y - 2)}, \\ s + t + u = N, \quad s, t, u \geq 0$$

де B – бета-функція Ейлера, s, t та u – змінні Мандельштама, Γ – гамма-функція Ейлера, а c_1, α' та N – постійні. Красива аналітична структура амплітуди Венеціано, заснована на теорії розсіювання Редже, добре описує деякі особливості сильних взаємодій, і, врешті-решт, було визнано її струнно-теоретичне походження: вона може бути отримана шляхом обчислення вакуумного маточіння чотирьох тахионних операторів на диску. У зв'язку з вищевикладеними темами цікаві дві межі: межа Реджа та межа жорсткого розсіювання. Межа Реджа - це

$$|s| \rightarrow \infty, \quad t \text{ fixed} \\ A_V \approx c_1 s^{\alpha_0(t)} \Gamma(-\alpha_0(t)) \approx c_1 \exp[\ln(s^{\alpha_0(t)})] \Gamma(-\alpha_0(t)), \\ \alpha_0(t) = \alpha't + 1;$$

Описана вище поведінка Редже справедливо у всіх комплексних s -площинах доти, доки s знаходиться далеко від речової осі. Межа жорсткого розсіювання

$$\rightarrow \infty, \quad t/s \text{ fixed} \\ \approx c_1 \exp[-\alpha'(t \ln t + s \ln s + u \ln u)].$$

Зручно змінити масштаб змінних Мандельштама таким чином

$$s = p_1 N, \quad t = p_2 N, \quad u = p_3 N.$$

Тоді

$$p_1 + p_2 + p_3 = 1.$$

2.2. Багатовимірна система

У термінах зміненої змінної, межі Редже та жорсткого розсіювання для амплітуди Венеціано відповідно читаються так

$$(N \rightarrow \infty, |p_2| / |p_1|, |p_3| / |p_1| \quad \textit{small})$$

$$A_V \approx c_1 \exp \left[-c_2 S_R^b(\{p_i\}) + c_3 \right],$$

$$(N \rightarrow \infty, |p_2| / |p_1| \quad \textit{fixed})$$

$$A_V \approx c_4 \exp \left[-N \alpha' S(\{p_i\}) + c_5 \right]$$

$$c_1, c_2, c_4 > 0$$

де c_2, c_3, c_4 і c_5 - константи, а індекс i - від 1 до 3. В рівняннях (9) і (10) враховано, що p_2 та p_3 малі щодо p_1 , та індекс ентропії Реньї визначається як

$$\frac{b}{1-b} = \alpha_0(t) \approx 1 + o(p_2) \Rightarrow b \approx \frac{1}{2} + o(p_2),$$

де в даному контексті природно інтерпретувати константу N як міру числа ступенів свободи системи i , отже, межа $N \rightarrow \infty$ як термодинамічна межа. Таким чином, ми отримали цікавий результат, що комплексний експонент (мінус ентропії Реньї можна розглядати (після того, як ймовірності p_i переведені в комплексні змінні) як "рідкоподібну" межу експонента амплітуди Венеціано. Іншими словами, (одна над) функцією поділу (виходить $1/Z$, тому що в експоненті вона з'являється мінус ентропія) системи, що характеризується ентропією Реньї, може розглядатися як "рідше-подібна межа" (однієї над) функції поділу системи, що характеризується стандартною ентропією BGNS у межі жорсткого розсіювання. Цей аналіз також показує, що індекс не екстенсивності b ентропії Реньї пов'язаний з ймовірностями, які з деяких причин стають зневажливо малі під час еволюції. Точніше кажучи, аналітичне продовження експоненти мінус стандартної ентропії до комплексних значень

ймовірностей P_i у межі Реджа дає (комплексну версію) експоненти мінус ентропії Реньї з не екстенсивним параметром, який пов'язаний із малими ймовірностями. У цій картині не екстенсивність, схоже, пов'язана зі станами, які, в принципі, доступні, але в які, з динамічних причин, можливість потрапити мізерно мала. На цю властивість можна поглянути і з іншого боку: "статистична" межа жорсткого розсіювання повністю симетрична у ймовірностях, так що симетрія перетину (яка в цих статистичних рамках є не що інше, як інваріантність стандартної ентропії при перестановці p_i) є очевидною. Навпаки, "статистична" межа Редже не є симетричною щодо ймовірностей (оскільки деякі з них зневажливо малі стосовно інших): порушення симетрії перетину призводить, при аналітичному продовженні, до не екстенсивної ентропії, в якій існує зменшена інваріантність ентропії при окремих перестановках великих мінімальних ймовірностей. Таким чином, у певному сенсі, у випадках, коли з динамічних причин стану (i , отже, відповідні ймовірності) не еквівалентні 2 повинна вступати в гру не екстенсивна ентропія (даний висновок підтверджується деякими вже відомими в літературі результатами). Тут слід зазначити, що завдяки силі голоморфії вимога перехресної симетрії амплітуди Венеціано була (разом з теорією Реджа) вирішальною при виведенні явного виразу (4) та його меж жорсткого розсіювання та Реджа. Таким чином, аналогія з фізикою високих енергій передбачає. Це може статися, наприклад, коли фазовий простір складається з нескладних "островів", які, отже, не можуть бути зіставлені з безперервними перетвореннями показує, що у випадку, якщо перевести ймовірності в комплексні змінні, то аналітичним продовженням експоненти мінус стандартної ентропії з великою ймовірністю буде (комплексна) експонента мінус ентропії Реньї (у якій комплексні ймовірності - це ймовірності з найбільшими модулями). Також дуже цікавою є інтерпретація полюсів Редже. Полюси Реджі моделі Венеціано розташовані в точках

$$s, t = \alpha'(n - 1)$$

$$|p_i| = \alpha' \frac{n_i - 1}{N}$$

де n_i – ціле число. Отже, аналітичне продовження експоненстандартна ентропія повинна мати полюси для негативних ймовірностей (далеко від "фізичної" речовинної осі), коли модулі (деякі з) ймовірностей мають раціональні значення (при $\alpha = 1$). Прекрасні результати Лі та Янга дуже корисні для прояснення фізичного сенсу наведеної вище аналогії між теорією розсіювання Реджа та статистичною механікою. Лі та Янг стверджували, що якщо зробити зворотну температуру β та магнітне поле h комплексними змінними (а також інші зв'язки із зовнішніми полями, які, у разі, можуть бути присутніми), то нулі функції поділу у комплексній площині β, h лежать на лініях у комплексних площинах, віддалених від речової осі. Число нулів збільшується зі зростанням розміру системи, і в термодинамічній межі вони повинні утворювати бранш-зрізи, починаючи з речової осі. Отже, з погляду комплексного аналізу в комплексній площині β, h фазові переходи пов'язані з явищами защемлення, які перешкоджають аналітичному продовженню Z . Тоді цілком природно замість того, щоб переводити β і h в комплексні змінні, зберігаючи реальними ймовірності, переводити ймовірності (i, u у разі інших локальних полів) в комплексні змінні, зберігаючи реальними зовнішні параметри. У цьому випадку результати Лі та Янга можна переформулювати, сказавши, що сингулярності вільної енергії лежать на лініях у площині комплексних ймовірностей, які у термодинамічній межі прагнуть утворити бранч-різ, що виходить від речовинної осі. Саме про це і говорять рівняння (13) і (14): у термодинамічній межі $N \rightarrow \infty$ полюси амплітуди Венеціано (яка, як уже зазначалося, є зворотною величиною аналітичного продовження стандартної функції розбиття) акумулюють, утворюючи бранш-рез(и), що виходять від фізичної речової осі. Формальне узагальнення цього співвідношення на випадки, коли вектор ймовірностей є N -вимірним, є відносно простим обчисленням теорії струн, в якому замість

обчислення вакуумних маточінь на диску чотирьох тахіонних операторів розглядається випадок $N + 1$. З Результати Лі-Янга були перевірені в багатьох ситуаціях, однак суворий доказ у загальному випадку поки що недоступний. Проте варто наголосити, що узагальнення амплітуди Венеціано було отримано до появи її зв'язку з теорією струн. В (експоненті) стандартної ентропії:

$$\exp \left[-\alpha \sum_i^N p_i \ln p_i \right],$$

ймовірності можна розглядати як комплексні змінні, а наведений вище експоненційний ряд можна аналітично продовжити в дусі рівняння (8), в якому ймовірності ототожнюються зі зміненими змінними Мандельштама. У результаті виходить узагальнена амплітуда Венеціано, яка у межі жорсткого розсіювання повертає (експоненту мінус) стандартну ентропію, а межі Реджа дає поведінку Реньї. Наприклад, можна вибрати k -вимірне підмножину $\{p_1, \dots, p_k\}$ ймовірностей $\{p_i\}$, щодо якого розглядатиметься межа Реджа 4 :

$$N \rightarrow \infty, \quad \{p_1, \dots, p_k, p_{k+1}, \dots, p_n\} \mid \quad p_l \ll p_m \quad \forall l \leq k, \forall m > k.$$

У цьому випадку поведінка Реньї проявляється так

$$\exp [-\alpha S(k, n - k)] \approx \exp [-c_6 S_R^b(P_{i-k}) + c_7],$$

де позначення $S(k, n - k)$ підкреслює той факт, що береться межа Реджа щодо перших k ймовірностей, P_{i-k} - повна ймовірність опинитися в одному з "не знехтуваних станів" (тобто станів, які мають не зневажливі ймовірності у межі Реджа), c_6 і c_7 - відповідні константи, а параметр не екстенсивності b пов'язаний з зневажливими ймовірностями

$$b = b(\alpha_0(p_{i_k})).$$

Цікаво відзначити, що до тих пір, поки жодна з ймовірностей не є нехтує малою щодо інших, ентропія зберігає свою стандартну форму, а коли деякі ймовірності

нехтують малі, проявляється не екстенсивна поведінка. Сила голоморфні разом із симетрією перетину сильно обмежують очікувані сингулярності у площині комплексних ймовірностей. Наведені вище спостереження разом із теорією Реджа можуть бути корисні розширення теорем Лі-Янга.

2.2.1 Багатовимірна система

Наведений вище метод відкриває можливість вивчення аналітичного продовження від стандартної ентропії до ентропії Рені на кшталт теорем Лі-Янга. Наприклад, у середньопольовому підході до спін-спінових систем метод реплік працює в тих випадках, коли при досить високих температурах можна продовжити відповідну вільну не екстенсивну енергію (щодо не екстенсивного параметра), щоб отримати стандартну вільну 1 енергію. Проте чудовим відкриттям Парези було те, що за низьких температур ця процедура не працює (це так зване "порушення симетрії репліки") через наявність багатьох метастабільних станів (тільки недавно вдалося суворо довести, що Рішення Парижі є правильним для опису середньопольової склоподібної фази). Дуже важливою величиною теорії спінового складає:

$$f_{TAP} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} m_i m_j - \sum_i h_i m_i - \frac{\beta}{4} \sum_{i \neq j} J_{ij} (1 - m_i^2) (1 - m_j^2) + \\ + \frac{1}{2\beta} \sum_i \left[(1 + m_i) \log \left(\frac{1 + m_i}{2} \right) + \right. \\ \left. + (1 - m_i) \log \left(\frac{1 - m_i}{2} \right) \right]$$

Де m_i – середнє значення намагніченості на сайті i , J_{ij} – флуктуаційні спінові зв'язки (зазвичай передбачається, що це гаусові змінні з однаковими середнім та дисперсією). В рамках теорії середнього поля вільна енергія ТАР дає детальний опис системи спінового скла вище за склування; вільна енергія ТАР f_{TAP} , щоб працювати і нижче за склування, вимагає більш тонких аргументів [14]. Цікаво

просунути, як і в попередньому випадку, змінні m_i до комплексних змінних та спробувати продовжити 6 експонентів fT AP . Оскільки перші члени дерева fT AP є поліномами, їх аналітичне продовження не становить проблем. Саме останній член, пов'язаний із (стандартною BGNS) ентропією, у загальному випадку має нетривіальне аналітичне продовження. У високотемпературній фазі симетрія, що перетинається по змінному p_i , визначеним нижче, є хорошою симетрією, так що попередні аргументи, засновані на амплітуді Венеціано, показують, що аналітичне продовження ентропійного члена повинно призводити до нового ентропійного члена, в якому насправді . Таким чином, можна очікувати

$$f_{TAP}^{ac} \sim -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} m_i m_j - \sum_i h_i m_i - \frac{\beta}{4} \sum_{i \neq j} J_{ij} (1 - m_i^2) (1 - m_j^2) +$$

$$+ \frac{\alpha}{2\beta} \log_2 \left[\frac{1}{N} \left(\sum_i (p_i)^b + (\bar{p}_i)^b \right)^{\frac{1}{1-b}} \right],$$

$$p_i = \frac{1 + m_i}{2N}, \quad \bar{p}_i = \frac{1 - m_i}{2N}, \quad i, j = 1, \dots, N$$

де b і α - відповідні константи, а останній член у правій частині рівняння (16) - член, подібний до члена Ренї. Порівняння з відомими результатами в теорії спінового скла показує, що інтерпретація стандартного ентропійного члена BGNS у вільній енергії TAP як межі жорсткого розсіювання відповідної амплітуди струнної теорії дає в межі Редже вираз, який має сильну схожість з низькотемпературною енергією TAP, що підходить для вивчення склоподібної фази. Таким чином, межі жорсткого розсіювання та Редже відповідають нерозщепленій фазі репліки та порушення симетрії репліки відповідно. Нетривіальна перевага цього методу полягає в тому, що, крім прояснення фізичного походження "не екстенсивності", він може бути легко застосований завдяки величезній кількості робіт (у яких можна знайти явні обчислення, важливі для статистичної механіки), що вже є в теорії струн.

2.3 Властивості дуальності

Метод полюсів Редже (метод комплексних кутових моментів) у квантовій механіці та квантовій теорії поля (КТП) – теоретичний підхід, що дозволяє пов'язати асимптотику амплітуд розсіювання частинок при високих енергіях з особливостями парціальних амплітуд $f_j(t)$ перехресного (t) каналу у площині комплексного кута моменту j .

$$f_j(t) = \frac{\gamma(t)}{j - \alpha(t)}, \quad (1)$$

аналітичне продовження парціальних амплітуд із галузі фізичних значень кут. моменту $j = 0, 1, 2, \dots$ на комплексні значення вперше було використано Т. Редже при вивченні властивостей амплітуд розсіювання у нерелятивістській квантовій механіці найбільш поширення Р. п. м. отримав у теорії взаємодії частинок при високих енергіях, де при його виведенні використовуються такі загальні властивості амплітуд розсіювання в КТП, як аналітичність, перехресна симетрія та унітарність. Дослідження двочастинної умови унітарності в t -каналі показує, що амплітуди $f_j(t)$ повинні мати полюси в t площині, положення яких залежить від змінної t (квадрата переданого в розсіянні 4-імпульсу), - рухомі полюси, або полюси Редже. Поблизу полюса парціальна амплітуда $f_j(t)$ має вигляд

$$T(s, t) = \gamma(t) \eta(\alpha(t)) (s/s_0)^{\alpha(t)}, \quad (2)$$

Де $\alpha(t)$ - траєкторія полюса Редже (траєкторія Редже), а $g(t)$ - його відрахування. Кожен полюс Редже має визначення набором квантових чисел, що зберігаються, таких, як баріонне число, дивність, ізотопічний спіні, парність і т. д. Продовження амплітуд здійснюється окремо для парних і непарних значень моменту j , то полюси Редже характеризуються також квантовим числом, що зберігається -

"сигнатурою" $s = b1$, яка визначає парність моменту при цілих значеннях. Редже в амплітуду бінарного процесу при високих енергіях, і невеликих значеннях квадрата переданого імпульсу $t = (p1 - p3)^2$ (тут P_i і m_i - імпульс і маса i -ї частки, енергія частки 1 в лабораторній системі, s - квадрат повної енергії в системі центру інерції; використовується система записується у вигляді

$$T(s, t) = \gamma(t) \eta(\alpha(t)) (s/s_0)^{\alpha(t)},$$

де $s_0 = 1 \text{ Гев}$, $\eta(\alpha(t)) = -[1 + \sigma \exp(-i\pi\alpha(t))]/\sin(\pi\alpha(t))$ - сигнатурний множник, а відрахування $g(t)$ представляється у вигляді добутку вершин: $g(t) = g_{13}(t)g_{24}(t)$ (що називається властивістю факторизації). Такій амплітуді можна поставити у відповідність графік, що відповідає обміну полюсом Редже в t -каналі - Ріджоном. В області розсіювання віднімання та траєкторія полюса Редже є речовини функціями t , а при покладу. значення t , що перевищують поріг освіти реальних адронів, траєкторія $a(t)$ стає комплексною.

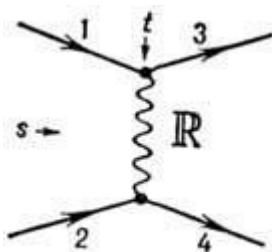


Рис. 1.

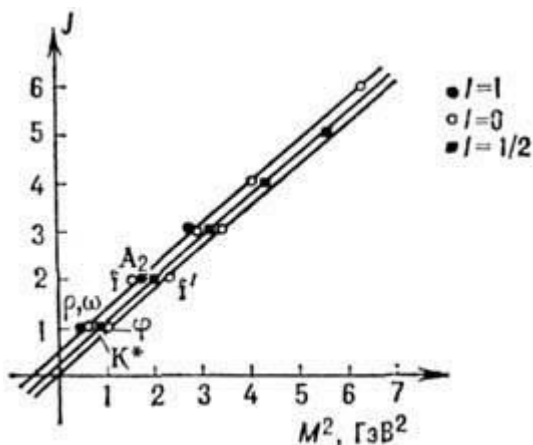


Рис. 2.

Важлива властивість полюсів Редже - їх зв'язок зі спектром частинок та резонансів. Якщо речовин. частина $a(t)$ у області покладу. t проходить через ціле значення n (для ферміонів - напівціле), парне для $s = +1$ і непарне для $s = -1$, то

амплітуда відповідає обміну в f-каналі частинкою або резонансом (за умови, що уявна частина, пов'язана з шириною резонансу, невелика) зі спином $j=p$. Обмін полюсом Редже враховує вклад всіх частинок і резонансів, розташованих на траєкторії з даними квантовими числами, і дозволяє встановити тісний зв'язок між спектром частинок та асимптотикою амплітуд розсіювання при високих енергіях. При описі бінарних реакцій зазвичай враховуються ті траєкторії Редже, на яких брали розташовані відомі частинки і резонанси: ρ , ω , f , A_2 , p , N та ін. На рис. 2 наведені деякі відомі бозонні траєкторії Редже. Ці траєкторії з гарним ступенем точності є лінійними, тобто $a(t) = a(0) + a'(t)$, з універсальним нахилом $0,9 \text{ GeV}^{-2}$. Крім того, має місце виродження траєкторій по сигнатурі.

$$(\alpha_\rho = \alpha_\omega, \alpha_{A_2} = \alpha_f).$$

Дивовижна лінійність траєкторій Редже, виявлена на досвіді, призвела до створення дуальних та струнних моделей адронів (Дуальність, Струнні моделі адронів). Поняття дуальності, яке стверджує, що сумарний внесок усіх резонансів у прямому (s) каналі дорівнює сумі вкладів усіх полюсів Редже в перехресному (t або i) каналі, виявилось дуже корисним для розуміння властивостей взаємодії адронів при високих енергіях. У струнних моделях адрони розглядаються як протяжні об'єкти - струни (див. Струна релятивістська), квантування яких брало призводить до виникнення послідовності частинок, розташованих на лінійно зростаючих траєкторіях Редже. В рамках квантової хромодинаміки (КХД) лінійність траєкторій Редже, мабуть, тісно пов'язана з не вільотом кольорових об'єктів – кварків та глюонів. Виділене положення в методі полюсів Редже займає полюс Померанчука (помірний, P), який є найправішим полюсом в j-площині (принаймні в області) і визначає поведінку амплітуд дифракції процесів (дифракційного розсіювання, дифракційної дисоціації). Цей полюс має позитивну сигнатуру, парність та G-парність, ізоспін $I = 0$. Поки не зрозуміло, які резонанси розташовані на траєкторії Померанчука $a_P(t)$. Спочатку передбачалося, що $a_P(0) = 1$ і повні перерізи взаємодії адронів при s, не залежать від енергії. Однак у зв'язку з спостережуваним на досвіді зростанням повних

перерізів зі збільшенням енергії кращим вважається варіант теорії з $aP(0) > 1$ - т.з. надкритична. теорія помірjana (що описує т.з. особливість Померанчука).

Диференціальний переріз бінарної реакції, що відповідає обміну полюсом Редже у f-каналі, має при великих енергіях простий вигляд:

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(s) \exp \{ B(s) \cdot t \}, \quad (4)$$

Залежність від енергії повністю визначається траєкторією $a(t)$ полюса Редже, який дає внесок у цю реакцію. Знайдені із аналізу експерименту даних про бінарні процеси траєкторії полюсів Редже чудово узгоджуються з траєкторіями, отриманими зі спектром частинок та резонансів. Найбільш зручними для проведення такого аналізу є реакції перезарядом типа $\beta^n e^- \sim m$ ($\beta < 1$), в які можуть давати вклад тільки r або полюси Редже. Диференціального перерізу бінарних процесів (зокрема, реакцій пружного розсіювання адронів), згідно з , зосереджені у вузькій області переданих імпульсів $|t|$, ширина якої логарифмічно зменшується зі зростанням енергії. Це в пружних процесах зазвичай називають скороченням дифракційного конуса. Скорочення конуса кутового розподілу спостерігалось експериментально у всіх бінарних реакціях. Диференціальний переріз бінарних реакцій у ділянці малих R часто записують як

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(s) \exp \{ B(s) \cdot t \}, \quad (4)$$

а величину $B(s)$ зворотнім нахилом дифракційного конуса. У моделі полюсів Редже нахил дифракції. конуса логарифмічно зростає зі збільшенням енергії:

$\alpha'_D(0) \approx 0,2$. Величина, що характеризує зростання нахилу в процесах пружного розсіювання, визначається нахилом траєкторії Померанчука і виявилось, що помітно менше, ніж для інших траєкторій Редже. Збільшення нахилу $B(s)$ із зростанням енергії означає, що квадрат радіусу взаємодії адронів у моделі полюсів Редже росте за законом. Полюси Редже у бінарних реакціях тісно пов'язані з так званим мультипериферичними взаємодіями в процесах множинних народжень адронів (див. Множинні процеси), які через умову унітарності визначають уявні частини амплітуд двочастинних процесів.

Взаємодія адронів є найбільш сильним за низьких енергій, де воно має резонансний характер. У разі збільшення початкової енергії можливе утворення частинок чи резонансів у результаті обміну віртуальною частинкою у t -каналі. Така мультипериферична картина непружних процесів призводить до реджевської поведінки амплітуд пружного розсіювання та інших бінарних реакцій. Відповідна просторово-часова картина відповідає тому, що на великій поздовжній відстані від мішені початкова частинка з енергією починає сповільнюватися, послідовно випускаючи нові частинки і резонанси. З мішенню взаємодіє вже повільна частка, енергія якої порядку $\bar{n} \approx \gamma \ln(\mathcal{E}/m)$

Порівняно з числом народжених частинок логарифмічно зростає зі зростанням. У релятивістській квантовій теорії полюси Редже не є єдиними особливостями в j -площині. Аналіз діаграм Фейнмана та багаточасткових членів умови унітарності показує, що в j -площині виникають рухомі точки розгалуження, пов'язані з обміном у g -каналі полюси Редже, наприклад IR та n померонами. Графік, що відповідає двореджеоному розгалуженню, відповідає дворазовому перерозсіюванню на складових адронних частинках. У реджеоної теорії сформульовані правила обчислення таких діаграм та правила, що дозволяють зіставити з кожною діаграмою клас непружних процесів, що призводять до виникнення її уявної частини. Так, двопомеронне розгалуження пов'язане з дифракцією двох мультипериферичних ланцюжків та ефектами поглинання в одному мультипериферичному ланцюжку. Ці правила дозволяють обчислювати характеристики процесів множинних утворень адронів, якщо відомі вклади полюсів Редже та що супроводжує їх розгалужень в амплітуди пружного розсіювання адронів.

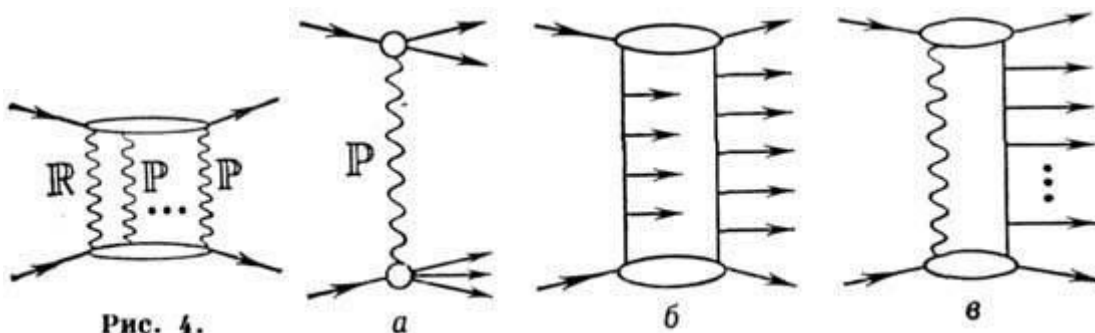


Рис. 4.

Перетин дифракції. збудження одного з зіткнутих адронів з утворенням адронної системи з великою масою, характеризується діаграмою трипомеронної взаємодії, яке є окремим випадком триреджеонної взаємодії. Діаграми використовуються для опису інклюзивних процесів $ab : cX$ при високій енергії в межі, коли фейнманівська змінна $x = 2p_{\parallel}/\sqrt{s} \rightarrow 1$ поздовжній імпульс адрону в системі центру інерції, X-сукупність інших.

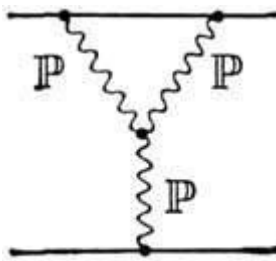


Рис. 6.

2.4 Властивості інклюзивних процесів

За високих енергій найбільш істотні розгалуження, пов'язані з обміном в t -каналі полюсом Редже даного типу α_i і довільним числом полюсів Померанчука. Такі розгалуження мають ту ж сигнатуру, ізоспін, G-парність, що й полюс α_i , проте, взагалі кажучи, не мають визначення парності. При врахуванні розгалужень в j -площині амплітуди розсіювання не мають властивість факторизації. Дисперсійний метод обчислення вкладу діаграм Фейнмана, що призводять до розгалужень, що рухаються, дозволяє висловити цей вклад через пружні і непружні перерозсіювання початкових адронів, найбільш простий вигляд має внесок полюса Померанчука та всіх n -померонних розгалужень в амплітуду пружного розсіювання у так званому ейкональному наближенні, що враховує лише пружні розсіювання:

$$\delta_P(s, b) = \frac{\gamma_P(0)\eta(\alpha_P(0))(s/s_0)^{\alpha_P(0)-1}}{16\pi \{ R_P^2 + \alpha'_P [\ln(s/s_0) - i\pi/2] \}} \exp \times$$

$$\times \left\{ - \frac{b^2}{4 [R_P^2 + \alpha'_P (\ln(s/s_0) - i\pi/2)]} \right\}. \quad (6)$$

де $dP(s, b)$ - амплітуда у просторі прицільних параметрів, що відповідає обміну полюсом Померанчука. При параметризації відрахування у формі $g(0)\exp(R^2, t)$ функція $dP(s, b)$ має вигляд

$$\delta_P(s, b) = \frac{\gamma_P(0)\eta(\alpha_P(0))(s/s_0)^{\alpha_P(0)-1}}{16\pi \{ R_P^2 + \alpha'_P [\ln(s/s_0) - i\pi/2] \}} \exp \times$$

$$\times \left\{ - \frac{b^2}{4 [R_P^2 + \alpha'_P (\ln(s/s_0) - i\pi/2)]} \right\}. \quad (6)$$

Облік всіх перерозсіянь особливо важливий у разі, коли $D = \alpha_P(0) - 1 > 0$. За дуже високих енергій величина $\text{Im} \delta_P(s, b) \gg 1$. У цій галузі прицільних розсіювань в b -просторі $f(s, b)$, згідно з (5), близька до $i/2$. Розміри $b_P(s, b)$ і $f(s, b)$ малі.

Амплітуда $b^2 > 4\alpha'_P \Delta \ln^2(s/s_0)$ розсіяння має вигляд, зображений на рис. 8,

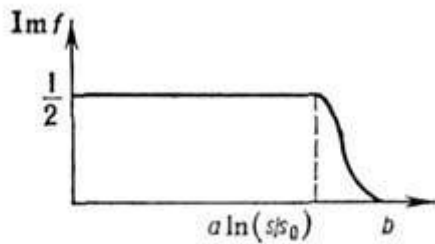
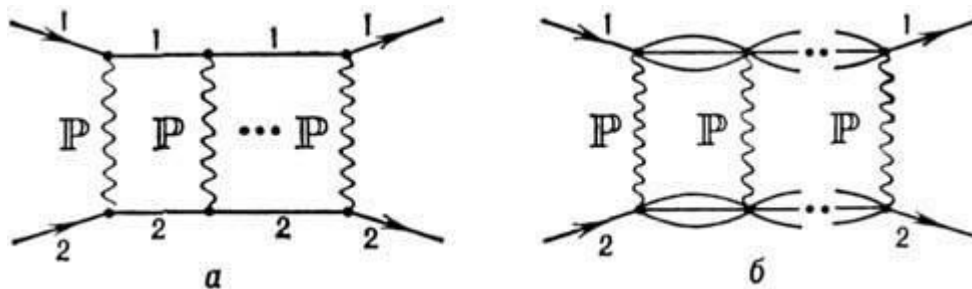


Рис. 8.

а квадрат радіусу взаємодії та повний переріз взаємодії адронів зростають пропорції $\ln^2(s/s_0)$, тобто максимально допустимим, відповідно до обмеження Фруассара.



Вдається подолати теоретичні проблеми, пов'язані з швидким енергетичним зростанням непружних дифракцій. процесів, що виникають у разі $\alpha_P(0) = 1$. При обліку рухомих розгалужень дозволяє зрозуміти і кількісно описати велику експериментальну інформацію про бінарні процеси при високих енергіях. Недолік методу — наявність великої кількості феноменологічних параметрів, що характеризують траєкторії та віднімання полюсів Редже. Велика кількість вільних параметрів виникає також при описі в рамках методів полюсів Редже, характеристик процесів множинного народження адронів, таких, як інклюзивні спектри (див. Інклюзивний процес), кореляції і т. д. Ці теоретичні невизначеності можуть бути значно зменшені при використанні міркувань, заснованих на $1/N$ -розкладанні (де N - число кольорів або типів (ароматів) кварків) у КХД та моделі кварк-глюонних струн. В рамках такого підходу з полюсами зіставляються планарні діаграми, а з полюсом Померанчука — циліндричні.

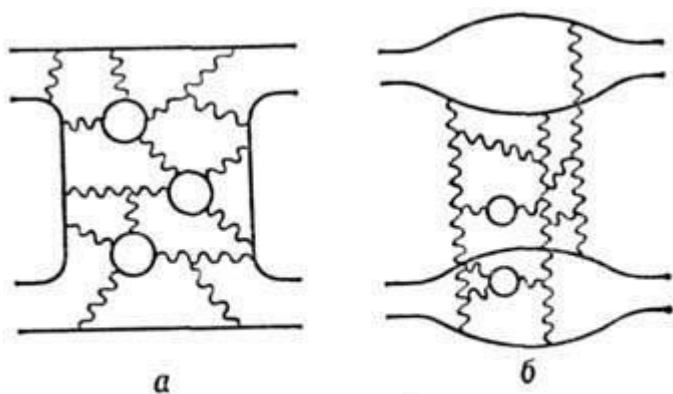


Рис. 9.

Суцільні лінії цих малюнків відповідають кваркам, глюонам. Цей метод дозволяє отримати багаточисельність. співвідношення між траєкторіями та відрахуваннями різних полюсів Редже та описати всі основні показники процесів множинного народження адронів: розподіли за множинністю частинок, що утворюються, інклюзивні спектри адронів, кореляції. Модель відтворює швидке зростання інклюзивних спектрів (в центр. області швидкостей) зі збільшенням енергії, наближений KNO -скейлінг (див. Масштабна інваріантність) та його

порушення при енергіях ГеВ. Інклюзивні спектри адронів виражаються через розподіли кварків (дикварків) в адронах, що стикаються, і відповідні функції фрагментації. Використання реджеонних асимптотик при побудові функцій фрагментації дозволило описати спектри різних адронів. Отримані результати узагальнюються процеси взаємодії адронів і ядер з ядрами.

РОЗДІЛ 3. СПЕКТР МАС ГЛЮБОЛІВ ТА ГІБРИДІВ

3.1 Глюболи та гібриди

Як ми вже знаємо із Розділ 1. , глюон - це електрично нейтральна елементарна частинка, яка відіграє роль сильної взаємодії. Із сучасних розрахунків та фізичних експериментів можемо зробити висновки про існування глюболів – безкольорових систем, утворених з глюонів без валентних кварків, зв’язаних внаслідок глюон-глюонної взаємодії. Для пошуку глюболів необхідно мати надійний опис звичайних мезонів. Звичайні мезони складаються із пари кварк-антикварк із різними кварковими ароматами.

На даний момент відомо п’ять скалярних ізоскалярних резонансів: $f_0(600)$, $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$. Однак проста $q\bar{q}$ -модель передбачає існування тільки двох таких резонансів. Одним із можливих пояснень є те, що скаляри із масою меншою 1 ГеВ утворюють нонет тетракварків. У цьому випадку залишаються $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$, все одно на один більше, ніж очікується, тобто один із резонансів $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$ є глюболом.

Існує два типи гадронів – мезони та баріони. Проте квантова хромодинаміка не виключає існування інших безкольорових комбінацій, що містять більше валентних кварків, наприклад $qq\bar{q}\bar{q}$ (тетракварки), $qqq\bar{q}q$ (пентакварки), або навіть валентні глюони – gg (глюболи) та $qg\bar{q}$ (гібриди). Однією з перших робіт на цю тему була доповідь К. Петерса, саме він висвітлив деякі питання, розглянув основні властивості глюболів та дослідив окремі системи, такі як: «кварк-два глюона», «два кварки-глюон» та інші.

З іншого боку у квантовій хромодинаміці показано, що глюони є кольоровими зарядами, отже між ними існує сильна взаємодія. Тому виникає проблема опису цих станів, також через неможливість поєднати загальні принципи релятивістської та квантової фізики, стоїть задача двох і трьох взаємодіючих релятивістських частинок у квантовій теорії.

3.2 Механізм утворення глюболів

1. При радіаційному розпаді чармонію отримуємо фотон і два глюона(тобто глюбол): $J / \Psi \rightarrow \gamma + G$

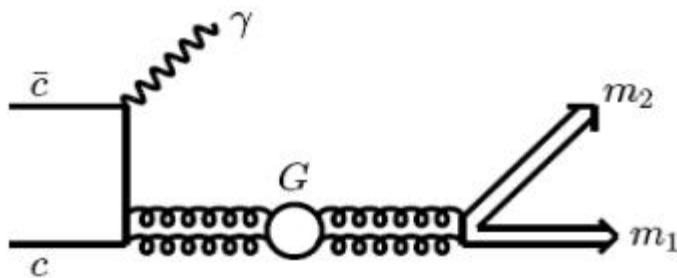


Рис.1. Радіаційний розпад чармонію.

2. Центральне народження резонансів через Померон-Померон обмін: $pp \rightarrow p_f(G)p_s$

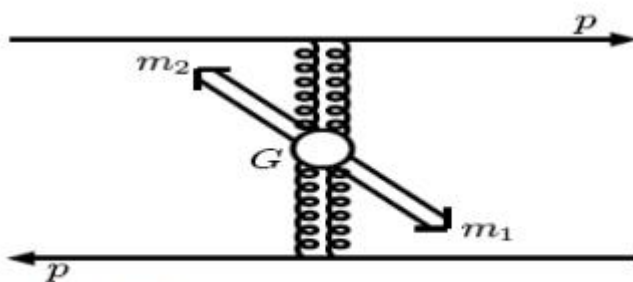


Рис.2. Центральне народження резонансів

3. Протон-антипротонна анігіляція

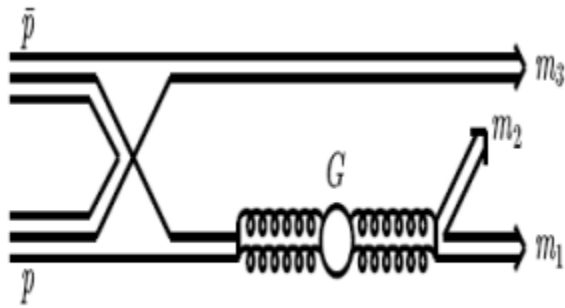


Рис.3. Протон-антипротонна анігіляція

3.3 Спектр мас глюболів та гібридів

Припустивши, що характер і сили між двома глюонами ті ж самі, що між двома кварками, можна зробити висновок, що можна застосувати рівняння Тодорова-Боголюбова як для опису спектру мас мезонів та баріонів, так і для опису між глюонами.

Для опису спектрів мас глюболів використовуємо рівняння:

$$W = \sum_{i=1}^3 \sqrt{p_i^2 + m_i^2} + \sum U_{ij}$$

Де $i < j$, p_i та m_i імпульс та маса частинки i , а $U_{ij} = \frac{1}{2} (S_{ij} + V_{ij})$

А енергія рівна: $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} = \alpha_i p_i + \beta_i m_i$

Використавши матриці Дірака отримаємо:

$$(W - U_{ij})^2 = \begin{pmatrix} \left((\vec{\sigma}_1 \vec{p}_1) + (\vec{\sigma}_2 \vec{p}_2) + (\vec{\sigma}_3 \vec{p}_3) \right)^2 + (I_1 m_1 + I_2 m_2 + I_3 m_3)^2; & 0; \\ 0; & \left((\vec{\sigma}_1 \vec{p}_1) + (\vec{\sigma}_2 \vec{p}_2) + (\vec{\sigma}_3 \vec{p}_3) \right)^2 + (I_1 m_1 + I_2 m_2 + I_3 m_3)^2; \end{pmatrix}$$

Дане квазірелятивістське рівняння містить спін-спінову, спін-орбітальну та тензорну взаємодію. Далі стверджуємо, що маса кварків в рази більша від

маси глюона, та однакові частинки жорстко зв'язані між собою і братимемо до уваги тільки їхній центр мас, тобто рівняння переходить у двох-частинкову модель із ствердженням, що $\vec{p}_z = -\vec{p}_1 = \vec{p}$, таким чином отримаємо:

$$\left(W - U_{ij} \right)^2 = \begin{pmatrix} \left(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_z \right)^2 \bar{p}^2 + \left(I_1 m_1 + I_z m_z \right)^2; & 0; \\ 0; & \left(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_z \right)^2 \bar{p}^2 + \left(I_1 m_1 + I_z m_z \right)^2; \end{pmatrix} \quad (1)$$

Також щоб перейти від $\bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_z$ до \bar{S}_1, \bar{S}_z , скористаємось виразом

$$\bar{\sigma}_1 \bar{\sigma}_z = \frac{4 \bar{S}_1 \bar{S}_z}{\hbar^2}, \quad \text{де } \bar{S}_1 \bar{S}_z = \begin{pmatrix} -3 \\ 4 \\ 1 \\ 4 \end{pmatrix},$$

Таким чином отримаємо співвідношення для синглетного та триплетного зв'язаного стану двох частинок, при не збуджених станах:

$$(W - V)^2 \Psi_1 = \left(9 \bar{p}^2 + (m_1 + m_2 + m_3 + S)^2 \right) \Psi_1, \quad (2)$$

$$(W - V)^2 \Psi_2 = \left(13 \bar{p}^2 + (m_1 + m_2 + m_3 + S)^2 \right) \Psi_2, \quad (3)$$

Рівняння (1) можемо використати для випадка, коли один глюон фіксуємо, а другий рухається навколо першого, тоді отримаємо два рівняння для синглетного та триплетного стана:

$$(W - V)^2 \Psi_1 = \left(8 \bar{p}^2 + (m_1 + m_2 + m_3 + S)^2 \right) \Psi_1 \quad (4)$$

$$(W - V)^2 \Psi_2 = \left(40 \bar{p}^2 + (m_1 + m_2 + m_3 + S)^2 \right) \Psi_2 \quad (5)$$

Розв'язки квазірелятивістських рівнянь (2) та (3) дають спектр мас гібридів, а рівнянь (4) та (5) дають спектр мас глюоболів.

3.4 Розв'язок квазірелятивістського рівняння

Щоб розв'язати рівняння (2)-(5), нам треба перейти до сферичних координат, тоді отримуємо для гібридів((2) та (3)):

$$\frac{d^2}{dr^2} R_1(r) - \left(\frac{9l(l+1) - \alpha^2}{r^2} + M^2 + A_0^2 r^2 - W^2 \right) \frac{R_1(r)}{9} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d^2}{dr^2} R_2(r) - \left(\frac{13l(l+1) - \alpha^2}{r^2} + M^2 + A_0^2 r^2 - W^2 \right) \frac{R_2(r)}{13} = 0.$$

Ці рівняння можна розв'язати як аналітично, так і чисельно. Розв'яжемо аналітично на прикладі (6). Для початку позначимо $E(r) = \frac{9l(l+1) - \alpha^2}{r^2} + A_0^2 r^2$,

також введемо рівняння: $\frac{d^2}{dr^2} R_1(r) = (E(r) - (W^2 - M^2)) \frac{R_1(r)}{20}$

Знайдемо мінімум для $E(r)$: $r_{min} = \left(\frac{9l(l+1) - \alpha^2}{A_0^2} \right)^{\frac{1}{4}}$

Тепер розкладемо енергію $E(r)$ в ряд Тейлора в околі r_{min} :

$$E(r) = E(r_m) + \frac{1}{2} \frac{d^2 E(r_m)}{d^2 r} (r - r_m)^2 + O\left((r - r_m)^3 \right) = K + F (r - r_m)^2 + O\left((r - r_m)^2 \right)$$

де K і F постійні, та визначаються за допомогою формул:

$$K = E(r) = \frac{9l(l+1) - \alpha^2}{r_m^2} + A_0^2 r_m^2,$$

$$F = \frac{1}{2} \frac{d^2 E(r)}{d^2 r} = \frac{27l(l+1) - 3\alpha^2}{r_m^4} + A_0^2.$$

Врахувавши що $E(r) = M^2 - W^2$, одержимо аналітичний вираз для синглетного та триплетного стану відповідно:

$$W_1 = \sqrt{12 \left(K_1 + 2\sqrt{F_1} (n+1) \right) + M^2} - M$$

$$W_2 = \sqrt{17 \left(K_2 + 2\sqrt{F_2} (n+1) \right) + M^2} - M$$

ВИСНОВКИ

У світогляді революція, досягнута квантовою теорією, є реальною революцією. Драматичні зміни, які квантова теорія принесла у світовий науковий ландшафт та епістемологію, та її вплив на світогляд та мислення ХХ століття дозволила фізикам та науковим методологам говорити про нову квантову парадигму.

В даній роботі розібрали усі основні сили та взаємодії в світі елементарних частинок. Нирнули в один із найважливіших теорій квантової механіки, а саме в теорію Редже, розібрали усі її тонкості та властивості, також освоїли процеси, які з нею пов'язані.

Однак головним результатом даної роботи є отримання квазірелятивістського рівняння для глюболів та гібридів. Вдалося побудувати квазірелятивістське рівняння, у яке вже “вбудовані” спін-спінові, спінорбітальні взаємодії і яке дає результати для синглетного та триплетного станів двох і трьох взаємодіючих частинок. Цінність роботи полягає в тому, що в роботі одержано аналітичну формулу для розрахунку спектру мас двочастинкової і тричастинкової системи. Також важливим є той факт, що спін-спінові та спін-орбітальні взаємодії вбудовані в теорію та рівняння, жодних нових параметрів не було використано.

В подальшому наше завдання полягає в тому, щоб на основі отриманого підходу розраховувати спектр мас глюболів та гібридів аналітично і чисельними розрахунками, і отримати результати, які з високою точністю співпадають з результатами інших авторів (підходів), та вирахувати траєкторію Редже.

Список використаної літератури

- 1) Shpenik A., Fekete Yu., Kic J., Whitney J.F., Crater H.W.. Baryon Introducing potential models theory to spectrum analysis using Dirac's covariant calculations of glueballs mass-spectra //
- 2) Jenkovsyky Laszlo, Spenik Sandor, Szanyi Istvan, Turoci-Suto Jolan. Flexible and diffractive close in the LHC era: pomerone, oderone and gluon balls. Ungvar, `AUTDOR-Shark`, 2021.-152 p.
- 3) Annibale, A. Cavagna, I. Giardina, G. Parisi, E. Trevisani, "The role of the Becchi-Rouet-Stora-Tyutin supersymmetry in the calculation of the complexity for the Sherrington-Kirkpatrick model" J. Phys. A 36, 10937 (2003).
- 4) T. Castellani, A. Cavagna, "Spin-Glass Theory for Pedestrians" J. Stat. Mech. (2005) P05012 and references therein.
- 5) Crisanti, H. J. Sommers "Thouless-Anderson-Palmer Approach to the Spherical p-Spin Spin Glass Model" J. Physique I 5, 805 (1995).
- 6) L.F. Cugliandolo and J. Kurchan, "Analytical solution of the off-equilibrium dynamics of a long-range spin-glass model" Phys. Rev. Lett. 71, 173 (1993).
- 7) K.Bardakci, H. Ruegg, "Reggeized resonance model for the production amplitude", Phys. Lett. B 28, 5, 342 (1968); M. Virasoro, "Generalization of Veneziano's Formula for the Five-Point Function", Phys. Rev. Lett. 22, 1, 37 (1969); H.M. Chan, "A generalised Veneziano model for the N-point function", Phys. Lett. B 28, 6, 425 (1969); H.M. Chan, S.T. Tsou, "Explicit construction of the N-point function in the generalized Veneziano model", Phys. Lett. B 28, 7, 485 (1969); C.J. Goebel, B. Sakita, "Extension of the Veneziano Form to N-Particle Amplitudes", Phys. Rev. Lett. 22, 6, 257 (1969).
- 8) H.-T. Elze, T. Kodama, "On supercorrelated systems and phase space entrainment" Phys.Lett. A335 (2005) 363; "Dynamical Correlations as Origin of Nonextensive Entropy" Europhysics Letters 70, 439 (2005).
- 9) Peters K. Шпенник О.О., Меліка М.Д. Experimental review on scalar and tensor glueballs // Upton: Hadron Електромагнітна різниця мас мезонів // spectroscopy – 1997. – P. 669-681. Науковий вісник УжНУ.
- 10) S. Fubini, G. Veneziano, "Level Structure of Dual-resonance Models" Nuovo Cimento 64 A, 811 (1969).
- 11) F. Guerra, "Broken Replica Symmetry Bounds in the Mean Field Spin Glass Model" Comm. Math. Phys. 233, 1 (2003).
- 12) F. Guerra, F. L. Toninelli, "Central limit theorem for fluctuations in the high temperature region of the Sherrington-Kirkpatrick spin glass model" J.

- Math. Phys. 43, 6224 (2002); "The Thermodynamic Limit in Mean Field Spin Glass Models" Comm. Math. Phys. 230 (2002), 71.
- 13) Arkady L. Kholodenko, "New strings for old Veneziano amplitudes II. Group-theoretic treatment" hep-th/0411241, J.Geom.Phys.(in press); "New Strings for Old Veneziano Amplitudes I. Analytical Treatment" J.Geom.Phys. 55 (2005) 50; "New Strings for Old Veneziano Amplitudes III. Symplectic Treatment" hep-th/0502231, J.Geom.Phys.(in press); "New Models for Veneziano Amplitudes: Combinatorial, Symplectic and Supersymmetric Aspects" Int.J.Geom.Meth.Mod.Phys. 2 (2005) 563.
 - 14) J. Kurchan, G. Parisi, M.A. Virasoro "Barriers and metastable states as saddle points in the replica approach", J. Physique I 3, 8, 1819 (1993).
 - 15) C. N. Yang, T. D. Lee, "Statistical Theory of Equations of State and Phase Transitions. I. Theory of Condensation" Phys. Rev. 87, 404 (1952).
 - 16) C. N. Yang, T. D. Lee, "Statistical Theory of Equations of State and Phase Transitions. II. Lattice Gas and Ising Model" Phys. Rev. 87, 410 (1952).
 - 17) M. Mezard, G. Parisi, M. Virasoro "Spin Glass Theory and Beyond" World Scientific, Singapore (1987).
 - 18) G. Parisi, "Infinite Number of Order Parameters for Spin-Glasses", Phys. Rev. Lett. 43, 1754 (1979); "Toward a mean field theory for spin glasses", Phys. Lett. A 73, 3, 203 (1979); "A sequence of approximated solutions to the S-K model for spin glasses", J. Phys. A 13, 4, L115 (1980); "The order parameter for spin glasses: a function on the interval 0-1", J. Phys. A 13, 3, 1101 (1980); "Magnetic properties of spin glasses in a new mean field theory", J. Phys. A 13, 5, 1887 (1980); "Order Parameter for Spin-Glasses" Phys. Rev. Lett. 50, 1946 (1983).
 - 19) T. Regge, "Introduction to Complex Orbital Momenta" Nuovo Cimento 14, 951 (1959).
 - 20) T. Regge, "Bound States, Shadow States and Mandelstam Representation" Nuovo Cimento 18, 947 (1960).
 - 21) R`enyi, "On Measures of Entropy and Information." J. Neyman, editor, Proceedings of the 4th Berkley Conference on Mathematical Statistics and Probability, 547-561, Berkley (1961), University of California Press; see, for an updated list of references on nonextensive statistical mechanics, <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>.
 - 22) M. Talagrand, "The Generalized Parisi Formula" C. R. Acad. Sci. Paris, Series I 337, (2003) 111; "The Parisi Formula" Annals of Mathematics 163, 221-263 (2006).
 - 23) J. D. Thouless, P. W. Anderson, R. G. Palmer, "Solution of Solvable model of a spin glass" Phil. Mag. 35, 593 (1977).

- 24) C. Tsallis, "Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics" *Jour. Stat. Phys.* 52, 479 (1988).
- 25) G. Veneziano, "Construction of a Crossing-Symmetric, Regge-Behaved Amplitude for Linearly Rising trajectories" *Nuovo Cimento* 57 A, 190 (1968).
- 26) P.D.B. "An introduction to Regge theory & high energy physics" Physics Department, University of Durham (1980).